Série VIII. — Tome V. N° 2. Février 1944.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I. — UNITÉS ET MESURES.

MÉTROLOGIE.

Un procédé nouveau pour la mesure des fluctuations de surfaces libres liquides; Schwarzacher W. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 216-217). — Dans l'intérieur du liquide se trouve un système de deux miroirs, chacun incliné du même angle β sur l'horizontale; un rayon lumineux vertical pénètre dans le liquide et se réfléchit successivement sur les deux miroirs; il ressort verticalement. Quand le niveau du liquide subit un déplacement y, le rayon émergent subit un déplacement latéral $x = 2y \sin 2\beta$; y est ainsi amplifié et mesuré. Un appareil construit sur ce principe sert à l'enregistrement des seiches de certains lacs. — E. Darmois.

Sur un appareil de mesure pour les hautes et les basses pressions gazeuses utilisant des résistances semi-conductrices; Weise E. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 66-69). — On est parvenu à améliorer le manomètre à conductibilité thermique de Pirani en utilisant des films très minces (20 μ) de matériaux semi-conducteurs (spinelle magnésium-titane) ayant une résistance rapidement variable avec la température (coefficient de température 10 fois plus grand que pour les métaux). La jauge se compose d'une surface de 100 cm² recouverte de dépôt semi-conducteur; cette surface est placée dans une ampoule en verre, entourée d'une jaquette où l'on fait circuler de l'eau à température suffisamment stable. La surface semi-conductrice est parcourue par un courant, pouvant atteindre 100 mA; sa résistance dépend de la pression; on repère les pressions en mesurant directement le courant qu'on obtient avec une différence de potentiel fixe.

Pour cela on place, en série, avec la jauge, une résistance aux bornes de laquelle on mesure la tension. En changeant de résistance, on change la sensibilité et le domaine des mesures. On arrive ainsi à mesurer toutes les pressions comprises entre 10^{-6} Torr et 760 Torr. L'avantage principal du manomètre proposé réside dans la valeur élevée du courant qui peut servir directement à actionner des relais (maintien d'une pression constante) ou des enregistreurs; on donne des exemples d'enregistrement des pressions à l'intérieur d'une lampe à incandescence pendant le dégazage du filament et l'absorption par le getter.

B. Vodar.

II. — MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES.

Applications du calcul tensoriel à l'électrotechnique; Tournier M. et Ceccaldi M. (*Rev. gén. Élect.*, 1943, 52, 309-318). — Les auteurs considèrent l'extension des applications du calcul tensoriel au cas des circuits électriques variables. Ils montrent en premier lieu, que les principes essentiels de la méthode utilisée se retrouvent dans un théorème dû à P. Boucherot, puis examinent l'application de ces principes à une machine électrique fictive, dont il suffit de particulariser certains éléments pour retrouver les diverses machines classiques. Plusieurs exemples sont ensuite étudiés parmi lesquels celui d'un moteur à courant alternatif à collecteur, celui d'un moteur à répulsion et celui d'un moteur mixte de M. Latour. Applications du calcul tensoriel à l'étude du moteur à induction. Les auteurs montrent, en conclusion, que des machines pratiquement très différentes, mais dérivant d'une même structure, peuvent être étudiées à partir du même tenseur d'impédances, étant donné qu'elles correspondent chacune à des cas particuliers d'une même matrice de transformations.

A propos de l'application du calcul tensoriel à l'étude des réseaux électriques; ÉTIENNE P. (*Rev. gén. Élect.*, 1943, **52**, 318-319). — L'auteur donne une justification rigoureuse de l'application des méthodes de calcul tensoriel à l'étude des réseaux électriques.

Erreur probable et limite d'erreur; application au problème des constantes atomiques; STILLE U. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 703-719). — Les deux façons d'indiquer l'erreur d'une mesure ne sont pas équivalentes; avec l'erreur probable s'introduisent des calculs conduisant à des conclusions fausses. D'une façon générale, il est désirable que les résultats soient donnés tels que l'expérience les a fournis. Si les constantes obtenues ont un caractère électrique $\left(e, \frac{e}{m}\right)$, il vaut mieux les évaluer dans le système international, où les mesures ont été faites. On signale les divergences que des mesures plus récentes ont permis d'écarter.

E. DARMOIS.

III. — MÉCANIQUE.

THÉORIES ET ÉTUDES GÉNÉRALES. RELATIVITÉ, GRAVITATION, QUANTA, MÉCANIQUES STATISTIQUES ET ONDULATOIRE.

Le magnétisme considéré comme un terme de correction relativiste de l'électricité; HANSEN H. (*Fys. Tids.*, 1940, **38**, 174-182). — On sait la liaison étroite existant entre la théorie de la relativité et le système d'équations électromagnétiques de Maxwell. Généralement, on démontre d'abord expérimentalement les équations de Maxwell et l'on montre ensuite que ces équations sont des invariantes pour la transformation de Lorentz. L'auteur tire, par voie de déductions logiques de la loi de Coulomb pour les charges électriques et de la transformation de Lorentz, tout le magnétisme et les équations de Maxwell ainsi qu'un postulat sur l'invariance de la quantité d'électricité, l'exactitude de ce postulat étant finalement prouvée par la concordance des résultats avec l'expérience. — H. TSCHERNING.

Sur le domaine des valeurs des quantités physiques; BARNOTHY J. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 148-164). — Les quantités physiques sont, pour l'auteur, l'espace, le temps et la masse. La masse de l'univers serait de l'ordre de 10^{48} g; c'est la masse la plus grande concevable; la plus petite serait celle de l'électron. Des considérations analogues sur le temps et la distance amènent à formuler un principe que l'auteur appelle « principe du fini » : le domaine mesurable des grandeurs physiques est fini. Appliqué à l'espace et à la matière, le principe donne des renseignements au sujet de la particule élémentaire. La forme géométrique observable des particules élémentaires serait une surface fermée de courbure absolue constante, surface qui rend inaccessible pour nous l'intérieur. De ce fait, les particules sont insécables et l'on répond ainsi à une contradiction soulignée par Von Laue entre l'existence des particules et le remplissage de l'espace par la matière. Les surfaces les plus simples à courbure constante sont la sphère et la pseudosphère; on montre qu'elles suffisent à prévoir l'existence des deux électrons et de deux protons, l'un négatif.

Quand on considère le temps, on énonce un « principe de constance » : la forme des lois physiques et la valeur numérique des constantes physiques ne peuvent subir, au cours du temps, aucune variation durable mesurable. Ce qui peut aussi s'énoncer : les circonstances physiques ne peuvent subir de changement qui permettrait une mesure absolue du temps. On déduit finalement de ces principes une « accélération des horloges naturelles » de l'ordre de 6 pour 100 pour 10^8 années qui permettrait de rendre compte du déplacement vers le rouge de la lumière des nébuleuses, etc. Cet effet d'accélération introduirait une nouvelle constante, à placer à côté de la vitesse de la lumière, de la constante de l'attraction universelle, etc. On se propose de signaler d'autres conséquences des vues de l'auteur. — E. DARMOIS.

Remarques physiques sur la variabilité des lois naturelles; HERMANN H. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 151). — Déjà, Henri Poincaré a appelé l'attention sur cette question; ses remarques sur la variabilité de la vitesse de la lumière dans les temps historiques n'ont pas tenu. Elles auraient conduit à une diminution de l'énergie totale. L'auteur signale d'autres difficultés concernant l'âge de l'univers; suivant Jeans, les étoiles fixes exerceraient des actions de gravitation depuis 10^{13} années; d'après Lemaître, ce serait seulement 10^{11} et encore moins d'après Milne. On rendrait compte de ces divergences en admettant que Jeans surestime les actions gravifiques.

E. DARMOIS.

Les grandeurs observables dans la théorie des particules élémentaires; HEISENBERG W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 513-538). — On a signalé, de divers côtés, les difficultés qui se présentent dans une théorie des particules élémentaires : self-énergie infinie de l'électron, polarisation infinie du vide, etc. Tout se passe comme si une longueur caractéristique, de l'ordre de 10^{-13} cm, devait être introduite dans les théories futures et l'on ne voit pas jusqu'ici comment l'introduire. Le présent travail cherche quels concepts des théories passées doivent être conservés dans les théories à venir; la question est équivalente à celle-ci : quelles grandeurs des théories passées sont observables ? Il propose d'admettre que les énergies discrètes des états stationnaires de systèmes fermés le sont, de même les énergies et impulsions de particules libres. Enfin, dans tous les processus de choc, émission et absorption, le comportement asymptotique des fonctions d'onde à l'infini serait observable. On étudie alors la représentation mathématique de ces quantités observables. Elle

introduit une matrice caractéristique S dont on étudie les propriétés, les singularités, le comportement relativiste, etc. Il existe des relations entre grandeurs observables qui ne se déduisent pas des propriétés de la matrice S. Le cas des systèmes composés de plusieurs particules élémentaires apparaît comme particulièrement compliqué.

E. Darmois.

Les grandeurs observables dans la théorie des particules élémentaires. II; Heisenberg W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 673-702). — Dans le Mémoire précédent (*ibid.*, 513), on a montré que l'ensemble des phénomènes observables concernant les processus de diffusion, émission et absorption, s'ordonne dans une matrice unitaire S. Cette matrice S est liée à une matrice hermitique η par la relation $S = e^{i\eta}$; les valeurs propres de η sont les différences de phase entre les ondes incidente et diffusée. On a essayé de se donner une fonction de Hamilton de forme simple; la matrice η est alors très compliquée et l'on n'échappe pas aux difficultés signalées. Au contraire, si l'on se donne une forme simple pour η, les difficultés disparaissent et l'on peut traiter d'une façon précise les problèmes posés. Le calcul est fait pour deux hypothèses : une forme d'interaction telle que $\eta = \varepsilon \int \mathrm{d}r\, \mathrm{d}t\, \varphi^4$ (fonction d'onde) et une forme plus générale. Pour les processus de diffusion purs, l'emploi de η est équivalent au procédé habituel : développement de l'onde incidente en fonctions sphériques et détermination des constantes de phase dans les ondes sphériques séparées. Pour l'émission et l'absorption, l'analogie avec les méthodes anciennes est moins nette; les deux théories concordent pour les interactions faibles. On peut introduire, grâce à η, des interactions qui n'ont pas de correspondance dans les théories classiques et obtenir des sections efficaces qui donnent, au concept rayon de la particule, un sens physique très clair. De même, une loi d'interaction du type $\eta = \lambda^2 \int \mathrm{d}r\, \mathrm{d}t\, \varphi^6$ (λ, constante), on peut traiter l'apparition, dans le choc de deux particules, d'autant de particules nouvelles que le permettent les lois de conservation. Il restera à prouver que la description des phénomènes, à l'aide de la matrice η, est conforme aux faits expérimentaux. — E. Darmois.

Sur le déplacement des emplacements perturbés de Hedvall. Essai pour une théorie quantique de l'activité superficielle des corps solides; Möglich F. et Rompe R. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 77-83). — La théorie de Hedvall a été émise à propos d'un groupe de travaux (1941) concernant des réactions superficielles, où la vitesse de réaction augmente considérablement. Par exemple, la quantité d'une matière colorante absorbée sur SZn par unité de temps augmente beaucoup si SZn est éclairé. De même, cette absorption est plus de trois fois plus grande pour le sulfure activé par Cu que pour celui activé par Ag, etc. Pour expliquer ces faits, Hedvall suppose que des quantités importantes d'énergie peuvent passer, de l'intérieur d'un cristal à la surface pour activer les atomes qui s'y trouvent. Les auteurs font remarquer qu'ils ont déjà indiqué une possibilité analogue (*Naturwiss.*, 1942, **30**, 409). Le présent travail développe leurs idées. Pour un cristal indéfini, le spectre des électrons est un spectre de bandes; les eigenfonctions des électrons présentent la périodicité voulue par le réseau. Dès que la surface entre en jeu, les eigenfonctions doivent être finies dans tout le volume et nulles au dehors. Ces nouvelles conditions font que, à côté des termes appartenant aux bandes, il apparaît des termes superficiels, situés dans les domaines interdits entre les bandes. On montre alors que, en considérant le transport des électrons dans la bande de conductibilité et celui des trous dans la bande de valence, il s'établit un équilibre entre les potentiels d'activité sur la surface et dans l'intérieur. Le mécanisme donne tout ce que demandait la théorie de Hedvall.

E. Darmois.

MÉCANIQUE DES FLUIDES.

Écoulements laminaires et turbulents, avec prise spéciale en considération de l'influence des parois solides; Mohr E. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 301-350). — Travail théorique. On traite, en même temps, des deux modes d'écoulement, ce qui permet d'employer une même méthode et d'apercevoir, entre les deux cas, des analogies. Jusqu'ici, il est admis que, dans l'écoulement laminaire, le liquide colle à la paroi, alors qu'il glisse sur elle dans l'écoulement turbulent. L'auteur montre qu'on ne doit pas renoncer absolument au glissement dans le premier cas. Des expériences de Kundt et Warburg (1875) ont mis en évidence un glissement dans l'écoulement laminaire d'un gaz; ces auteurs ont aussi étudié la question théoriquement. On montre ainsi que le glissement se produit quand la pression est assez basse pour qu'on ait $d < 12\lambda$ (d, densité; λ, chemin moyen). Des cas particuliers d'écoulement, des expériences de Poiseuille même, ne peuvent s'expliquer qu'en admettant le glissement, c'est-à-dire une discontinuité de la vitesse à la paroi.

Ces idées admises, on montre que les formules générales se tirent des conceptions de Maxwell; on retrouve ainsi le glissement. A cause de l'existence du frottement, il se produit toujours des tourbillons dans le mouvement laminaire; ils prennent naissance à la paroi.

On reprend l'étude des équations de Navier-Stokes, en établissant un système équivalent dont on essaie une résolution pas à pas. Ces questions amènent l'auteur à discuter la théorie de la couche limite de Prandtl; en particulier, on indique les conditions à remplir dans « l'écume » de la couche, endroit où elle se fond avec l'écoulement idéal.

On traite enfin de l'écoulement turbulent, pour lequel il doit exister un théorème analogue pour le glissement; ce théorème est inconnu jusqu'ici. On fait également des remarques sur le nombre des paramètres essentiels pour l'étude de l'écoulement turbulent et sur le rôle du nombre de Reynolds dans ce cas.

E. Darmois.

Y a-t-il un frottement tourbillonnaire ? II; Fues E. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 58-69). — L'auteur a écrit un Mémoire (*ibid.*, 1941, **118**, 409; cf. **4**, 34 **D.**) que Mohr a critiqué (*ibid.*, 1942, **119**, 575; cf. **4**, 4 **D.**). On répond à ces critiques. L'auteur maintient sa réponse négative à la question posée. — E. Darmois.

Sur des théorèmes concernant les tourbillons hydrodynamiques; Ertel H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 526-529). — Formulation générale des relations concernant les tourbillons; applications.

E. Darmois.

Canalisation à étranglements successifs; Villey J. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 176-184). — Lorsque l'on fait croître progressivement le débit d'air (supposé permanent au cours de chaque expérience) dans une canalisation comportant deux étranglements en série, la condition qui localise l'apparition de la vitesse sonique dans l'un ou l'autre de ces étranglements, dépend du rapport entre leurs deux sections, de l'augmentation d'entropie dans l'écoulement qui va de l'un à l'autre et des apports de chaleur dans ce même écoulement. On étudie surtout ici le cas d'un écoulement adiabatique. La vitesse sonique ne peut apparaître dans l'étranglement d'amont que si sa section s_2 est plus petite que celle s_6 de l'étranglement d'aval, avec un écart relatif d'autant plus accentué que les décoordinations entre s_2 et s_6 sont plus importantes. Pour que l'étranglement d'aval puisse devenir, lui aussi, sonique, il faut que le rapport $\frac{s_6}{s_2}$ ne dépasse pas une certaine limite d'autant plus grande que le rapport $\frac{S_4}{s_2}$ de la section maxima entre les deux étranglements à celle du premier étranglement est plus grand. Si le rapport $\frac{s_6}{s_2}$ est plus grand que cette limite, l'onde de choc passera brusquement, au cours de l'augmentation progressive du débit, de la position S_4 vers une position en aval de l'étranglement s_6, avec variation discontinue de la vitesse d'écoulement en s_6, qui passe d'une valeur subsonique à une valeur supersonique.

Périodicité des anneaux-tourbillons elliptiques; Carrière Z. (*Cahiers de Physique*, 1943, 33-48; n° **16**). — L'auteur explique pourquoi les axes principaux des anneaux-tourbillons elliptiques, projetés hors de la caisse à fumée classique, restent toujours parallèles aux axes de la fenêtre elliptique par où ils sont sortis, mais échangent périodiquement leurs grandeurs relatives, devenant alternativement et successivement chacun grand axe puis petit axe. L'échange dépend du moment cinétique du fluide en rotation par rapport à l'âme elliptique de l'anneau, moment variable le long de cette âme, maximum aux sommets du petit axe, minimum aux sommets du grand axe. La continuité et la viscosité concourent à combler cette différence, sans éviter son changement de signe, d'où naît la périodicité. L'énergie rotationnelle se dissipant progressivement le long du parcours de l'anneau, la période de l'échange croît rapidement avec le numéro d'ordre; il en est de même de la période spatiale. A l'inégale répartition des moments cinétiques est associé un gauchissement de l'âme elliptique, facile à constater. Les mesures rapportées sont tirées de films cinématographiques. On a photographié aussi des anneaux isolés dessinant bien les limites vers l'avant de l'anneau complet (ellipsoïde aplati suivant l'axe de progression) : forme qui met en relief le rôle des enroulements en aérodynamique et fait prévoir, pour les mouvements où l'on doit tenir compte de la résistance de l'air, une hiérarchisation des différents régimes possibles.

Sur l'écoulement dans des capillaires sous des charges extrêmement élevées; Philippoff W. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 373-389). — On s'est peut-être un peu hâté de trouver la viscosité de structure dans beaucoup de liquides; il est probable que les singularités dans l'écoulement sous fortes charges sont dues souvent à la chaleur dégagée dans les liquides très visqueux. L'auteur développe donc d'abord la théorie de l'écoulement d'un liquide visqueux dans un capillaire en tenant compte de la chaleur due au frottement. Cette chaleur est en partie conduite suivant l'axe et concentriquement, une autre partie sert à l'échauffement du liquide. On calcule la répartition des températures dans l'écoulement stationnaire, puis le profil des vitesses, puis la viscosité.

On compare les résultats de la théorie avec ceux de mesures effectuées sur des liquides très visqueux (viscosités de 0,36 à 550 poises). L'appareil a été décrit précédemment (*Koll. Z.*, 1936, **75**, 155); on opère sous des pressions allant jusqu'à 100 atm. On a pu, à l'aide des formules, fixer une limite pour l'application des mesures vers les fortes valeurs des variables; on ne peut dépasser cette limite.

E. Darmois.

Sur des ondes capillaires avec viscosité superficielle; Wieghardt K. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 101-108). — Boussinesq a proposé d'ajouter, à la constante capillaire statique, un terme de forme $e\frac{\partial u}{\partial x}$, proportionnel à la vitesse de dilatation; e joue le rôle d'une « viscosité superficielle »; il aurait, pour l'eau pure, la valeur $1,1 . 10^{-4}$. On traite les deux cas $e = 0$ et e infini, puis e fini pour des ondes capillaires superficielles; on calcule la fréquence et le temps de relaxation en fonction de la longueur d'onde; celui-ci diminue environ de 27 pour 100 par rapport au cas $e = 0$ pour l'eau pure, pour certaines longueurs d'onde. Calculs concernant également l'influence de e sur l'écoulement. Remarques de Prandtl sur le travail. — E. Darmois.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE.

Sur la théorie cinétique de la thermodiffusion dans le réseau cristallin; Wirtz K. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 221-231). — A propos d'expériences antérieures, l'auteur a déjà présenté un essai de théorie de la thermodiffusion dans les liquides (*Ann. Physik*, 1939, **36**, 245); l'expression obtenue pour le coefficient D' de diffusion thermique est insuffisante pour expliquer les particularités de l'effet Soret.

Dans le présent travail, on opère sur un modèle cristallin idéalisé et l'on montre que l'énergie d'activation, pour les différents modes de diffusion, a une forme assez compliquée qu'on analyse. Si une particule possède deux modes de voyage (places intermédiaires, trous), l'effet Soret permet le calcul de leur contribution; exemple pour ClAg et BrAg. Comparaisons avec la théorie thermodynamique de Wagner. On traite également le cas de cristaux mixtes du type α—Ag Cu I_2 où deux particules de même charge évoluent dans un « solvant » de signe contraire.

E. Darmois.

Essai de définition du liquide parfait; Duclaux J. P. E. (*Ann. Physique*, 1943, **18**, 209-215).

IV. — ACOUSTIQUE.

Sur l'absorption du son dans le brouillard et dans d'autres milieux hétérogènes; Rasmussen R. E. H. (*Fys. Tidss.*, 1941, **39**, 51-61). — Calcul théorique de l'absorption sonore dans un milieu supposé contenir des particules sphériques assimilées à des corps solides. Les résultats montrent par exemple que les composantes aiguës sont absorbées davantage que les graves, ce qui est bien connu en pratique.

L'article donne également les courbes d'absorption des ondes sonores dans le cas de particules légères dans un liquide lourd, par exemple de bulles d'air dans l'eau. — H. Tscherning.

Sur les mesures d'absorption dans le domaine ultrasonore; Born H. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 383-396). — Une source lumineuse contient une infinité de radiateurs qui vibrent avec des phases différentes dans le temps et l'espace; dans une source sonore, la dimension des surfaces radiantes est, au contraire, de l'ordre de la longueur d'onde et les surfaces vibrent en phase, d'où la possibilité, dans ce cas, d'interférences. On met ces interférences en évidence dans le cas des vibrations de plaques de quartz, à l'aide d'une sonde spéciale et on montre leur importance au point de vue des mesures d'absorption dans le champ ultrasonore. Dans la plupart des travaux, on suppose une propagation par faisceau parallèle, d'où une série de discordances entre l'expérience et la théorie de Kirchhoff : α beaucoup plus grand que la valeur théorique, grosse dispersion des mesures chez les divers expérimentateurs, $\frac{\alpha}{\nu^2}$ fortement variable malgré la théorie. Les mesures de l'auteur montrent sur un exemple que, pour l'eau, l'hypothèse d'un faisceau parallèle donne $\alpha = 0{,}012$ alors que, en tenant compte des interférences, on trouve $\alpha = 0{,}0032$. Il montre également que beaucoup de mesures n'ont pas tenu compte de l'air dissous dont l'importance est énorme.

E. Darmois.

V. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

Le potentiel du condensateur plan à tube cylindrique superposé. II; Pollaczek F. (*Cahiers de Physique*, 1943, 20-32; n° **16**). — Pour obtenir des formules rigoureuses pour le potentiel du dispositif mentionné, l'auteur passe à la limite commune des deux suites de potentiels d'approximation qui ont été déduits, grâce au procédé alterné. Les formules obtenues sont transformées de manière à en faciliter l'emploi pour des calculs numériques. Il indique les formules pour la fonction de Green du domaine *D*, en exposant très brièvement de quelle manière elles ont été établies.

L'arrangement des particules flottant sur du mercure, sous l'influence d'un champ électrique; Devaux H. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 185-196). — Des particules flottant sur un liquide, soumises à un champ électrique extérieur, doivent être attirées comme ensemble et se repousser individuellement. Elles doivent donc s'arranger en une nappe limitée et pourtant discontinue, toutes les particules se maintenant à distance les unes des autres. L'expérience faite sur des grains de natures diverses confirme pleinement cette prévision. Chaque particule flottante devient un bipôle et les actions attractives et répulsives sont d'autant plus marquées que le relief est plus marqué lui-même. Toute modification du champ retentit sur le phénomène, en particulier l'influence d'un corps étranger au-dessus ou au-dessous du champ inducteur. Si le mercure lui-même est électrisé, il n'y a un arrangement que par l'action d'un écran neutre se chargeant par influence.

Les nappes électrisées sont en somme des nappes monoparticulaires dont les grains ne sont avec les grains voisins qu'en contact purement électrique et non pas matériel comme dans les nappes jointives ordinaires. L'arrangement de ces grains électrisés est nettement du type hexagonal centré, dont le type le plus équilibré est un hexagone centré. Avec 3 à 6 grains, l'équilibre est imparfait par défaut, il est également imparfait de 8 à 13 grains par excès. Ces nappes électrisées sont comparables aux cristaux et encore plus aux atomes et enfin aux noyaux des cellules vivantes. A la métaphase, ces noyaux sont constitués par des particules arrangées en plaque équatoriale à distance des pôles de la cellule, ce qui confirme la théorie électrique de la mitose.

ÉLECTRICITÉ DYNAMIQUE.

Sur la théorie électronique de la supraconductibilité; Welker H. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 134-138). — On rappelle d'abord les explications fournies par la thermodynamique et l'électrodynamique. La première part du caractère diamagnétique du supraconducteur; elle admet la réversibilité du passage normal-supra; elle permet de relier la marche des chaleurs spécifiques avec la courbe de seuil relative au champ ou à la température. La deuxième admet la conductibilité infinie; elle démontre l'existence d'une pénétration finie des champs statiques dans le supraconducteur, mais ne donne aucun renseignement sur le passage. L'auteur a proposé un modèle pour la supraconductivité (*Z. f. Physik*, 1939, **114**, 525; cf. **3**, 112 **D**.); il introduit une énergie de retournement des trajectoires. Il donne une description des phénomènes; on le soumet à une critique. L'énergie ci-dessus diminue quand le nombre des emplacements de perturbation augmente; on arrive ainsi à calculer la courbe de seuil et à obtenir en partie un accord avec l'expérience. — E. Darmois.

Remarques fondamentales sur l'état supraconducteur; Stark J. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 211-212). — Dans des publications antérieures (*ibid.*, 1937, **38**, 269 et 277), l'auteur explique certains faits concernant la supraconductivité en admettant que l'électron de conduction possède un moment magnétique. La même conclusion peut être tirée du fait qu'un champ extérieur peut détruire la supraconductivité. Grâce à ce moment magnétique, les électrons s'arrangeraient en groupes ayant un déplacement d'ensemble, d'où une explication de divers effets magnétocaloriques.

La même hypothèse viendrait à l'appui d'une ancienne supposition de l'auteur (*ibid.*, 1907, **8**, 883) concernant la forme circulaire de l'électron et le flux d'énergie électromagnétique dans son voisinage. — E. Darmois.

De nouveau sur la distribution du courant dans les supraconducteurs; Von Laue M. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 578-587). — Des objections ayant été faites à son dernier travail (*ibid.*, 1941, **118**, 455; cf. **4**, 74 **D**.), l'auteur précise les résultats concernant des dérivations dans un métal complètement supraconducteur, dans une association d'un supraconducteur et d'un conducteur ordinaire. On fait le calcul ensuite à l'aide de la théorie de London, qui permet de montrer que les calculs simples de l'auteur sont corrects. On généralise au cas où le conducteur principal est couplé inductivement aux dérivations.

E. Darmois.

Mesure des potentiels de Volta formant la force électromotrice d'une chaîne solide électrochimique; Lange E. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 249-261). — Dans diverses publications, l'auteur a insisté sur la définition des potentiels de Galvani et de Volta. A cause de l'existence des potentiels superficiels, les premiers ne sont pas mesurables exactement, d'où l'intérêt didactique de la mesure des seconds. En particulier, il sera intéressant de montrer que la f.é.m. d'une chaîne galvanique peut se décomposer en sauts de potentiel à la limite des diverses phases de la chaîne.

On rappelle d'abord les principes qui sont à la base de la mesure des potentiels de Volta par les méthodes dites du condensateur et d'ionisation. Pour la méthode d'ionisation, on a le choix entre le procédé de la déviation, celui de compensation, ou encore celui qui rapporte toutes les mesures à une même phase auxiliaire. La méthode du condensateur peut recevoir une variante, où la plaque d'essai subit des oscillations par rapport à la surface de l'objet. On donne les avantages et inconvénients des diverses méthodes; on indique où se procurer les divers outils pour un montage simple.

Ce montage simple est décrit; il permet d'opérer par les deux méthodes; il emploie un électromètre de Perrucca ou de Lindemann, un compensateur-potentiomètre. On décrit une sonde radioactive creuse et, en particulier, une microsonde creuse; celle-ci permet de mesurer des potentiels de Volta de surfaces de 2 mm de diamètre. On signale des dispositifs à lampe et à galvanomètres spéciaux. On a employé, comme plaque auxiliaire, une lame de cuivre fraîchement grattée avant chaque expérience.

Les résultats de mesures dans l'air sont représentés graphiquement pour les diverses phases de la chaîne Ag | ClAg | Cl_2Pb | Pb | Ag; les mesures se reproduisent à quelques millivolts près. Elle vérifient la relation $E = \Sigma\Delta\psi$. On insiste sur la signification de ces mesures, non à cause de leur précision qui n'atteint pas celle des f. é. m. de piles, mais parce que les méthodes « à courant nul » s'introduisent de plus en plus en électrochimie, d'où un besoin de définir correctement les potentiels *par l'électrostatique*. La décomposition de E en potentiels composants a une grosse importance didactique. On vérifie qu'il est impossible de négliger le saut de potentiel entre les deux métaux (ici Ag et Pb). Enfin les objections formulées contre les mesures de potentiel de Volta dans des semi-conducteurs sont inexistantes.

E. Darmois.

Expériences sur des monocristaux de Zn, Cd et Bi pour la mise en évidence de tensions thermoélectriques dans un circuit monométallique; Dickler W. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 422-428). — On décrit un dispositif de préparation des monocristaux et un montage d'étude des f. é. m. engendrées par un chauffage symétrique ou dissymétrique du cristal. Elles sont de l'ordre de 10^{-5} V et douteuses. L'auteur en déduit que l'effet Benedicks est hypothétique; il ne cite d'ailleurs pas les derniers travaux de Benedicks, en particulier la Conférence publiée au *Journal de Physique*. — E. Darmois.

Différences de potentiel locales sur les métaux en corrosion; Jaenicke W. (*Z. phys. Chem.*, 1942, **191 A**, 350-358). — Mesures avec une sonde capillaire et un galvanomètre, sous le microscope, pour des métaux et alliages attaqués par des acides. Les différences de potentiel sont très faibles.

E. Darmois.

Source de tension de grande constance; LEINEN A. et STRAUB H. W. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 145-147). — Description d'un nouveau modèle de pile Weston mis au point chez Leybold. Chaque élément est très petit; il a une forme cylindrique avec un diamètre de 10 mm et une longueur de 16 mm; l'enveloppe est en matière plastique moulée et collée; deux diaphragmes intérieurs empêchent les produits chimiques de se mélanger et rendent la pile insensible aux chocs. Les entrées de courant sont en alliage ferreux. Les éléments peuvent facilement être introduits dans des appareils ou fournir des chaînes de f. é. m. élevée. La f. é. m. est de $1{,}0180 \pm 1{,}5.10^{-3}$ V à circuit ouvert, ses variations au cours d'une année ne dépassent pas $\pm 1.10^{-3}$ V, son coefficient de température moyen entre 0° et 50° C est $+ 8 \times 10^{-5}$ V °C. La résistance intérieure est de 150 Ω environ. On espère obtenir des éléments dont le coefficient de température soit nul par un choix convenable de l'alliage des électrodes. Des essais sur le comportement des éléments en débit permanent sont encore en cours.

B. VODAR.

Surtension cathodique des électrodes de cuivre dans des solutions de nitrate de cuivre; PHILBERT G. (*J. chim. Phys.*, 1943, **40**, 157-168). — Détermination de la surtension η en fonction de la densité de courant i pour des électrodes de cuivre plongeant dans des solutions aqueuses et hydro-alcooliques de nitrate de cuivre. Les tracés $ln\, i$, η présentent trois parties bien distinctes : les deux premières seules correspondent au phénomène étudié; la troisième doit être attribuée, soit à l'existence d'une polarisation de concentration, soit à la présence d'une résistance au voisinage de l'électrode. La théorie récemment proposée par R. Audubert est vérifiée formellement d'une manière convenable, mais les calculs conduisent, pour l'un des coefficients fondamentaux, à des valeurs tout à fait anormales.

MAGNÉTISME.

Moment magnétique du neutron; KOCH J. (*Fys. Tidss.*, 1942, **40**, 47-60). — Description du dispositif expérimental d'Alvarez et Bloch (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 111; cf. **1**, 111 **D.**) pour la détermination du moment magnétique du neutron à l'aide d'un cyclotron. — H. TSCHERNING.

Sur le moment quadrupolaire du noyau atomique $^{181}_{73}$Ta; SCHMIDT T. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 63-72). — La méthode de résonance de Rabi donne, avec précision, le moment magnétique du noyau; elle ne donne pas le moment quadrupolaire; on n'a, à sa disposition, que l'étude de la structure hyperfine. Pour Ta, on rappelle les études antérieures de cette structure; elles ont donné, pour le spin nucléaire, $i = \frac{7}{2}$. L'auteur a repris la production et l'étude du spectre. Le tube à décharge est à cathode creuse; le creux contient le tantale sous forme de feuille ou d'oxyde; la cathode est refroidie à l'air liquide. Le gaz porteur de la décharge est l'argon avec un peu de mercure. On étudie les raies avec un interféromètre de Fabry-Pérot. On s'appuie sur l'hyperstructure des termes $5d^3\,6s^2$; $^4F_{3/2,\,5/2,\,9/2}$; $^4P_{3/2}$ du spectre de Ta*I*. Les constantes de couplage déduites de l'étude précédente sont insérées dans la formule de Casimir (1936); on trouve finalement $q = + 6.10^{-24}$. — E. DARMOIS.

Remarques sur le travail de Th. Neugebauer : « Le diamagnétisme absolu des supraconducteurs »; KOCH K. M. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 488-494). — Au travail de Neugebauer (*Ibid.*, 1942, **119**, 581; cf. **4**, 8 **D.**), l'auteur a déjà répondu (*Ibid.*, 1942, **120**, 86; cf. **4**, 112 **D.**). Entre temps, ont paru des remarques de von Laue, d'où cette nouvelle mise au point. Dans une sphère creuse en champ extérieur, le champ intérieur était différent, pour $\mu = 0$, au pôle et à l'équateur; on montre que cette différence subsiste, même pour μ assez différent de zéro. Une méthode simple et intuitive vérifie ce résultat. La même méthode explique pourquoi, en supposant $\mu = 0$, on trouve des champs très élevés dans une plaque mince perpendiculaire au champ extérieur. Il semble que le schéma suivant soit meilleur que celui de London : transition d'un état macroscopique avec annulation complète du champ à une microstructure avec $0 < \mu < 1$; une transformation partielle est possible dans le cas où la microstructure est instable. — E. DARMOIS.

Sur la théorie de l'hystérésis ferromagnétique et de la perméabilité initiale; KERSTEN M. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 63-77). — On rapporte maintenant les discontinuités de Barkhausen à des déplacements irréversibles des parois des domaines de Weiss. Ces déplacements exigent un champ minimum; la théorie des tensions permet une évaluation approchée de ce champ, quand les variations de l'énergie superficielle des parois peuvent être soumises au calcul en tenant compte de la variation des tensions de place en place. Dans les champs très faibles, les changements sont réversibles.

L'auteur part du point de vue que la présence d'impuretés peut créer des centres privilégiés pour l'accrochage des parois. Un milieu ferromagnétique serait assimilable à une mousse de savon qui retient les solides, l'ensemble présentant ainsi une surface minimum est stable et il faut une énergie finie pour le modifier. La théorie bâtie sur ces bases permet une évaluation numérique du champ coercitif et de la perméabilité initiale; entrent en jeu l'anisotropie de l'énergie cristalline et la proportion des centres hétérogènes précipités dans la masse. La comparaison avec l'expérience est faite pour des aciers au carbone; on les a portés au rouge avant la mesure de la perméabilité initiale; dans tout le domaine de 0,4 à 2 pour 100 C, l'accord est bon. — E. DARMOIS.

Sur la théorie de l'hystérèse par transformations de rotation; HARTMANN H. (*Z. phys. Chem.*, 1942, **52 B**, 338-347). — L'auteur complète la théorie de Schäfer (*Ibid.*, 1939, **44 B**, 126); cette théorie a rendu plausible l'existence d'un cycle d'hystérésis, mais n'a pas montré qu'il devait nécessairement exister, ni qu'il devait être stable. La théorie de

l'auteur, faite pour une chaîne de rotateurs plans, montre qu'une condition supplémentaire est nécessaire, à savoir une interdiction de certaines transitions dans le spectre de rotation. — E. Darmois.

Sur l'observation et l'utilisation de courbes convexes dans le diagramme susceptibilité magnétique-inverse du champ; Knappwost A. (*Z. phys. Chem.*, 1942, **191 A**, 261-269). — L'usage du diagramme $\chi = f\left(\frac{1}{H}\right)$ permet, en analyse magnétochimique, d'exclure les impuretés ferromagnétiques; l'auteur l'a employé pour bâtir une méthode très sensible d'analyse des substances ferromagnétiques. Le diagramme n'a, par contre, pas de valeur quand les champs employés sont insuffisants pour saturer les ferromagnétiques; dans ce cas, la « droite » est courbe, l'extrapolation de la susceptibilité du constituant principal est douteuse. L'auteur a modifié la méthode du cylindre; il en a fait une méthode de différence qui permet, avec un diagramme $\chi = f\left(\frac{1}{H_m + H_2}\right)$, d'exclure les susceptibilités dépendant fortement du champ. On donne la relation qui permet de représenter la courbe et l'on montre les erreurs qu'une formule incorrecte peut apporter : exemple de travaux récents de Bates et Baker (1940) sur des alliages de Ce et Ni. De même les courbes convexes observées par Wereschtschagin (1936) ne s'expliquent pas par la présence d'une impureté ferromagnétique à propriétés inconnues, mais par des processus de retournement ou de formation de chaînes dans des substances en poudre. Pour plus de détails sur les travaux de l'auteur, *voir* son Mémoire précédent (*Z. Elektrochem.*, 1941, **47**, 890). — E. Darmois.

La loi de l'aimantation dans les champs faibles; Sixtus K. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 100-117). — D'après Rayleigh (1887), la perméabilité dans les champs faibles serait une fonction linéaire du champ, d'où une extrapolation facile pour la perméabilité en champ nul. En réalité, il existe des courbes d'induction non linéaires et la forme du cycle d'hystérésis autorise à essayer une formule du type $\mu = aH^N(1 + bH) + 1$. Cette formule généralise celle de Rayleigh. Si les constantes a, b, N sont connues, on peut calculer la rémanence, la surface du cycle et l'angle de perte pour une aimantation alternative. Rapportés à l'induction à la pointe du cycle, la rémanence et l'angle de perte deviennent des fonctions linéaires du champ, leur valeur en champ nul est déterminée par N.

Des formules de ce type sont essayées pour représenter les mesures faites sur divers échantillons magnétiques : alliages de fer à 3 pour 100 Si avec 40 pour 100 Ni, avec 76 pour 100 Ni, 2 pour 100 Cr et 5 pour 100 Cu (Mumétal). Tableaux et courbes pour des tôles et anneaux bien recuits. Certains échantillons ont une forte courbure de la courbe $\mu - H$. On propose d'admettre que ce comportement tient à des glissements irréversibles des parois des domaines élémentaires, alors que, pour les courbes du type Rayleigh, dans des métaux sans tensions internes, les glissements seraient réversibles et à 90°. — E. Darmois.

Propriétés magnétiques des poudres d'hématites. Influence des dimensions des grains; Chevallier R. et Mathieu Mlle S. (*Ann. Physique*, 1943, **18**, 258-288). — On a réalisé des poudres de microcristaux d'oxyde ferrique α telles que les grains d'une poudre donnée soient tous de même dimension moyenne d. Il a été construit pour chaque échantillon sa courbe d'aimantation jusqu'à 6500 gauss par champs croissants et décroissants, et suivre ainsi l'influence de d sur les propriétés magnétiques moyennes de ces poudres de microcristaux. Le coefficient d'aimantation initial χ_i décroît rapidement avec d. Pour les plus grandes dimensions utilisées, soit 300 μ, la valeur de $10^6 \chi_i$ est de l'ordre de 4 à 500 pour des hématites naturelles, et ce nombre s'est élevé jusqu'à 1750 pour des lamelles très minces d'hématites synthétiques. Pour les plus petits grains de l'ordre de 1 μ, ce coefficient tombe à 25 ou 30. L'intervalle de variation est donc considérable. Le coefficient d'aimantation vrai $\frac{d\sigma}{dH}$ diminue quand le champ croît et semble tendre pour toutes les poudres vers une même limite $\chi_l = 20.10^{-6}$ quelle que soit la taille des grains. Ce nombre est précisément le coefficient d'aimantation de $\alpha - Fe^2O^3$ au-dessus de son point de Curie. C'est aussi le coefficient d'aimantation à la température ordinaire des monocristaux de $\alpha - Fe^2O^3$ suivant l'axe ternaire Cette constante paraît donc caractéristique de l'oxyde ferrique rhomboédrique. L'aimantation maximum atteinte dans un champ de 6500 gauss ne dépasse pas 0,5 U.E.M. pour les grains de 300 μ et s'abaisse à 0,15 pour les grains de 1 μ. La loi d'aimantation par champs décroissants présente une forte hystérèse qui dépend également des dimensions des grains. L'aimantation rémanente σ_r et le champ coercitif H_c sont maxima pour une certaine grosseur de monocristaux et diminuent quand on s'approche des grains les plus fins, de sorte qu'on peut prévoir, pour un état de division suffisant, une loi d'aimantation linéaire et réversible de coefficient angulaire χ_l Ces résultats moyens, comparés aux mesures faites sur des monocristaux de grande taille, permettent d'affirmer que le ferromagnétisme dans le plan normal à l'axe est d'autant plus faible que les dimensions moyennes du cristal dans ce plan sont plus faibles. Pour des individus cristallins très inférieurs à 1 μ, le ferromagnétisme doit disparaître; le milieu devient paramagnétique et isotrope, de coefficient d'aimantation χ_l. Avant la description des propriétés magnétiques des poudres d'hématite, l'auteur a donné quelques détails sur l'appareillage des mesures magnétiques et sur la préparation des échantillons. Il a montré que la transformation des courbes d'aimantation s'interprète qualitativement en admettant un champ moléculaire fonction de la dimension moyenne des grains et diminuant progressivement avec elle.

Sur le déplacement du point de Curie sous l'action de la pression hydrostatique; Kornetzki M. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 296-302). — On sait que la température de Curie θ est intimement liée à l'énergie d'échange I_0 par la formule

$$I_0 = \frac{k\theta}{2}\left[1 - \sqrt{\frac{1-8}{n}}\right]$$

où K est la constante de Boltzmann et n le nombre d'atomes voisins dans le réseau. Comme I_0 est,

d'autre part, en relation avec des propriétés telles que le champ coercitif et la perméabilité initiale, la question de la variation de θ avec la pression hydrostatique a une importance qui n'est pas seulement théorique. La mesure directe n'a été faite en général que dans le cas où μ est relativement faible. Dans le présent travail, on utilise une formule approchée donnée antérieurement, permettant de calculer $\frac{\partial \theta}{\partial p}$:

$$\frac{1}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\frac{1}{T}\frac{\partial \omega}{\partial H}}{\left(\frac{\partial I}{\partial T} - \frac{3\alpha}{\varkappa}\frac{\partial \omega}{\partial H}\right)},$$

ω étant le volume, I l'aimantation spontanée rapportée à l'unité de masse, α le coefficient de dilatation thermique et H le coefficient de compressibilité. On applique cette formule à l'alliage Fe + Ni à 30 pour 100 de Ni; on obtient une variation de θ de -6.10^{-3} pour 100 atm, en bon accord avec des valeurs expérimentales de Ébert et Kussmann, à condition d'adopter une définition convenable de la température de Curie. Pour les alliages Cu + Ni à 30 pour 100 Cu, le calcul et les mesures donnent des valeurs assez différentes, mais dans ce cas, ni l'un ni les autres ne peuvent être considérés comme sûrs. — B. Vodar.

ÉLECTROMAGNÉTISME.

Sur la définition des grandeurs du champ électromagnétique et la théorie des systèmes de mesure; Wallot J. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 17-31). — Le Comité allemand des unités et grandeurs a publié récemment des normes pour les grandeurs du champ électromagnétique et les unités magnétiques; l'auteur, qui fait partie de ce Comité, donne les raisons des choix et recommandations qui ont été faits.

E. Darmois.

Facteurs de conversion des unités électriques internationales en unités absolues; Stille U. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 34-53). — L'auteur s'est proposé de discuter les valeurs des constantes atomiques d'après les mesures récentes; il a d'abord exposé des remarques générales (*Ibid.*, 1943, **120**, 703). Si l'on prend comme unités fondamentales l'ohm et l'ampère international, on posera

$$1 \text{ ohm int.} = p \text{ ohm abs.} \qquad \text{et} \qquad 1 \text{ A int.} = q \text{ A abs.}$$

On en déduit

$$1 \text{ V int.} = pq \text{ V abs.}$$

et, de même,

$$1 \text{ W/sec int.} = pq^2 . 10^7 \text{ erg.}$$

On passe en revue successivement les déterminations isolées de p, de q, de pq. On peut aussi se servir du volt semi-absolu défini ainsi : à l'aide d'une balance, on détermine l'intensité d'un courant en amp abs.; on fait parcourir, à ce courant, une résistance évaluée en ohms int.; la différence de potentiel aux deux bouts est obtenue numériquement en volts semi-absolus, et l'on a :

$$1 \text{ V semi abs.} = \frac{1}{q} \text{ V int.}$$

La discussion des mesures les plus récentes donne le tableau suivant :

$$p \;= 1{,}00049 \pm 0{,}00002,$$
$$q \;= 0{,}9999_0 \pm 0{,}0001_2,$$
$$pq \;= 1{,}0003_9 \pm 0{,}0001_4,$$
$$pq^2 = 1{,}0002_9 \pm 0{,}0002_6.$$

Pour les trois dernières valeurs, l'erreur est plutôt sous-estimée. — E. Darmois.

COURANTS ALTERNATIFS.

Propagation des charges électriques sur les pellicules faiblement conductrices; Destriau G. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 249-257). — L'auteur reprend l'étude de la propagation dans le cas d'une self négligeable et d'une résistance très élevée (pellicule faiblement conductrice séparée d'une lame métallique par une feuille mince de substance diélectrique), les phénomènes de propagation peuvent être extrêmement lents dans ce cas.

On examine plus spécialement le cas d'une différence de potentiel sinusoïdale appliquée entre les extrémités des deux électrodes, l'amortissement est considérable et les phénomènes de réflexion négligeables dès que la longueur des électrodes devient de l'ordre de la longueur d'onde.

La vitesse de propagation de la phase est d'autant plus élevée que la fréquence est élevée, mais la longueur d'onde étant plus faible, les harmoniques sont plus rapidement amortis. Enfin le calcul montre qu'on peut obtenir, en haute fréquence, des capacités variables constituées par de minces dépôts obtenus par projection cathodique.

OSCILLATIONS ET ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Étude de la stabilité des oscillations entretenues dans un système de deux circuits couplés. II; Mercier J. et Loudette P. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 197-203).

ÉLECTROTECHNIQUE.

Self-excitation des moteurs à induction; Wagner C. F. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 47-51). — Une machine à induction dont le rotor est entraîné mécaniquement peut devenir self-excitée si ses capacitances sont reliées par ses terminaux. On a déterminé les caractéristiques de la machine fonctionnant dans ces conditions. La fréquence d'excitation est très voisine de la fréquence synchrone correspondant à la

vitesse du rotor. Le voltage d'excitation dépend des caractéristiques d'excitation à vide à cette fréquence. Les relations obtenues ont été appliquées à divers types de charges, tels qu'une résistance pure et une résistance inductive, en monophasé et en triphasé, et aussi avec un moteur à induction en charge. Les résultats de ces essais sont en très bon accord avec les résultats calculés. — G. LAPLACE.

Similitude des conditions critiques dans les circuits ferrorésonnants; THOMSON W. T. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 127-130). — Le principe de la similitude offre la plus simple et la plus pratique solution pour les conditions critiques des circuits ferrorésonnants. Avec cette méthode, il n'est pas nécessaire de connaître la courbe volt-ampère du réactor, les courbes générales donnant la solution complète pour les conditions critiques stables sont aisément déterminées à partir d'un réactor d'essai quelconque contenant la même qualité de fer. Enfin, le principe de la similitude présente un tableau clair des effets produits par variation des paramètres de circuit.
G. LAPLACE.

Fusible de puissance limitateur de courant; PRINCE D. C. et WILLIAMS E. A. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 11-18). — Description et essais d'un nouveau modèle de fusible de puissance limitateur de courant interrompant le courant de court-circuit bien avant qu'il ait atteint la valeur maxima à laquelle il serait parvenu en l'absence de l'appareil. Ce fusible, à fil d'argent noyé dans du quartz granulaire, possède une haute capacité d'interruption, opère en silence et ne produit aucune décharge ni dégagement gazeux au cours de son fonctionnement. Un système de signalisation consistant en un gonflement de son extrémité permet de déceler immédiatement le circuit coupé. — G. LAPLACE.

Ondes variables engendrées par la commutation; BEWLEY L. V. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 18-27). — Les opérations de commutation sur les lignes de transmission peuvent engendrer des perturbations calculables comme des ondes variables et leurs réflexions successives. On décrit trois méthodes pour calculer les courants transitoires de commutation : la méthode des ondes d'annulation, la méthode des ondes de début et la méthode des ondes stationnaires, et l'on compare leurs valeurs respectives dans les cas les plus fréquents. — G. LAPLACE.

Emploi du fluxmètre magnétique à pont de bismuth pour les champs alternatifs; SMITH G. S. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 52-55). — Étude de l'utilisation du fluxmètre magnétique dans les champs électriques alternatifs et transitoires aussi bien que dans les champs continus. Dans le domaine étudié, de 12 à 540 cycles/sec, la fréquence n'a aucun effet sur l'étalonnage. La tendance de la résistance de bismuth à une hystérésis lors des variations de flux trouvée par d'autres auteurs a été vérifiée, mais ce retard est pratiquement nul pour les fréquences usuelles. L'instrument peut donc être utilisé pour les courants alternatifs et les champs transitoires.
G. LAPLACE.

Système de transmission à bande étroite pour les dessins animés; SKELLETT A. M. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 124-126). — On décrit une méthode de transmission et de reproduction des dessins animés utilisant un tube à rayons cathodiques pour la reproduction. Le spot de ce tube permet de tracer la ligne de l'image 20 fois ou plus en 1 sec. L'analyse d'une image complexe de dessin animé demande, pour sa transmission et sa reproduction une bande totale de 10 000 cycles de large. On décrit les moyens utilisés pour transcrire à partir de dessins ou de films.
G. LAPLACE.

Un obturateur rotatif à interruption électrique; GŒBERT M. (*Z. Instrumkde*, 1943, **63**, 169-170). — Le dispositif comprend un secteur mû par un moteur synchrone et portant une encoche où se loge le noyau d'un électro-aimant; une augmentation brusque du courant passant dans celui-ci soulève ce noyau et permet ainsi au secteur de se mettre en marche. Le secteur est pourvu d'une ouverture radiale, dont les bords sont parallèles à la fente que l'on veut obturer. On obtient ainsi des ouvertures et fermetures tout à fait brusques. Le temps d'ouverture est de 0,5 sec; il est reproductible avec une précision de 1 pour 100. — B. VODAR.

Diagramme pour le calcul des lignes électriques longues; ESCLANGON F. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 248).

ÉLECTRONIQUE.

Sur les vibrations éventuelles des plasmas; SCHUMANN W. O. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 7-33). — Dans un travail précédent (*Naturwiss*, 1941, **29**, 389), l'auteur représente un plasma comme un bloc d'ions positifs en repos, où pénètrent des électrons; par suite du frottement éprouvé par ceux-ci, l'ensemble tend vers la neutralité; quand celle-ci est détruite, le plasma prend une structure lamellaire. On traite présentement le cas où, dans le plasma neutre, par suite de perturbations, des vibrations prennent naissance. En tenant compte successivement des conditions aux limites, de l'amortissement, de l'influence des ions positifs, on établit les équations générales du problème. On en donnera la solution plus tard; on se contente d'un certain nombre de remarques. En particulier, il faut un certain temps de mise en train et, pour comprendre la plupart des cas étudiés, il est nécessaire de considérer la vitesse de translation des particules. — E. DARMOIS.

Détermination directe de la masse d'un mésotron à l'aide d'un choc élastique; LEPRINCE-RINGUET L., NAGEOTTE E., GORODETZKY S. et RICHARD-FOY R. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 588-597). — Publication des résultats déjà parus antérieurement en France (en particulier *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**, 382). Le rapport des masses du mésotron et de l'électron est 240 ± 22. — E. DARMOIS.

Les constantes atomiques e, $\frac{e}{m_0}$ **et** h; STILLE U. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 133-200). — Dans un travail précédent (*Ibid.*, 34) on a donné les valeurs critiques des facteurs p et q permettant de passer des unités internationales aux unités électriques absolues. Pour la discussion des mesures concernant e, $\frac{e}{m}$ et h, il est utile de connaître des grandeurs auxiliaires; on discute leur détermination et donne leur valeur. On adopte ainsi

$$e_0 = (2{,}99777 \pm 0{,}00020).10^8 \text{ m:sec};$$

μ_0 (perméabilité absolue du vide),

$$\mu_0 = (1{,}25602 \pm 0{,}00002).10^{-6} \text{ V/sec/A:m};$$

Σ_0 (constante diélectrique du vide),

$$\Sigma_0 = (8{,}8594 \pm 0{,}0014).10^{-12} \text{ A/sec/V:m};$$

N (nombre d'Avogadro),

$$(6{,}0243 \pm 0{,}0048).10^{26} \text{ kgmol}^{-1};$$

F (faraday),

$$F = (9{,}65203 \pm 0{,}0006).10^7 \text{ A/sec:kg équivalent.}$$

Les deux derniers nombres sont rapportés à l'échelle physique des poids atomiques.

On passe alors en revue toutes les mesures permettant de tirer e, $\frac{e}{m}$ et h. On adopte

$$e = (1{,}6022 \pm 0{,}0014).10^{-19} \text{ A/sec};$$

$$\frac{e}{m_0} = (1{,}7593 \pm 0{,}002).10^{11} \text{ A/sec:kg};$$

$$\frac{h}{e} = (4{,}1312 \pm 0{,}0026).10^{-15} \text{ V/sec.}$$

On tire de la dernière valeur

$$h = (6{,}619 \pm 0{,}010).10^{-34} \text{ W/sec}^2.$$

En adoptant ce tableau de constantes, on réconcilie, dans la limite des erreurs, les mesures par la méthode de la goutte d'huile et les mesures par la spectroscopie des rayons X.

La dernière partie du mémoire est consacrée à la discussion critique des rapports entre les constantes précédentes et les valeurs expérimentales de la constante de Rydberg R_∞ et de la constante de structure fine de Sommerfeld α. On emploie les deux formules

$$R_\infty = \frac{m_0 e^4}{8 \varepsilon_0^2 c_0 h^3} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{\mu_0 c_0 e^2}{2h}.$$

Les deux valeurs expérimentales sont

$$R_\infty = 10\,973\,730{,}4 \pm 7{,}8 \text{ m}^{-1} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\alpha} = 136{,}95 \pm 0{,}13.$$

Avec R_∞, e et $\frac{e}{m_0}$, on peut retrouver

$$\frac{h}{e} = (4{,}1333 \pm 0{,}0043).10^{-15}$$

et, avec la valeur de h, on trouve ensuite

$$\frac{1}{\alpha} = 137{,}03 \pm 0{,}09.$$

En comparant ces divers nombres, on voit que les deux formules précédentes sont vérifiées convenablement.

Le travail précédent est très considérable. Dans la littérature concernant les constantes atomiques, il semble que, en employant les méthodes de discussion purement mathématiques des erreurs, on ait surestimé la précision des mesures. D'où les discussions qui ont mis en question les théories et formules rappelées dans le mémoire. La discussion de l'auteur est plus physique; elle montre qu'il n'y a aucune raison de douter des formules. — E. DARMOIS.

Les électrons secondaires; KOCH J. (*Fys. Tidss.*, 1940, **38**, 145-167). — Étude d'ensemble des électrons secondaires ou électrons détachés d'une surface métallique par un bombardement primaire d'électrons ou d'ions. Description des méthodes de mesure du rendement $\frac{i_{sec}}{i_{prim}}$, de la répartition d'énergie et de la répartition suivant l'angle d'incidence. Courbes de rendement pour les différents métaux. Influence de dépôts métalliques monoatomiques. Quelques applications en technique — dynatron — tubes à résistance négative, doubleur d'électrons de Zworykin, multiplicateur Philipps à concentration électrique et magnétique du faisceau d'électrons.

H. TSCHERNING.

Sur l'effet photoélectrique nucléaire dans le glucinium; HOUTERMANS F. G. et BARTZ I. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 167-176). — Szilard et Chalmers (1934) ont trouvé que Be émet des neutrons sous l'influence des rayons γ de RaB + C; on a utilisé cet effet de divers côtés et mesuré approximativement la section efficace correspondante. Les auteurs reprennent cette mesure en comparant le rendement en neutrons de ce processus avec celui d'une source Ra α + Be. La méthode est celle d'Amaldi et Fermi; l'appareil a été décrit récemment (*Ibid.*, 1942, **43**, 496). Le rendement de la source γ est $5{,}46 \pm 0{,}3$ pour 100 de celui de la source α de même équivalent γ. On admet que la meilleure des sources α utilisées donne 22 000 neutrons par millicurie et seconde et que le nombre des quanta γ efficaces est 0,296 par émission, on trouve, pour la section efficace de Be pour les rayons γ de RaB + C; $\sigma = 8{,}83 \pm 1{,}41.10^{-28}$ cm². — E. DARMOIS.

Sur l'utilisation de la cellule au sélénium pour des mesures optiques systématiques; FINKELNBURG W. et SCHLUGE H. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 72-75). — Les auteurs font part, dans ce travail, de quelques remarques qu'ils ont faites au cours de cinq années d'emploi des cellules photoélectriques au sélénium dans des mesures de photométrie. Leurs conclusions sont les suivantes :

1° Il existe actuellement des cellules qui ne vieillissent pas sensiblement pendant une période de plusieurs années; elles ne donnent pas lieu non plus à des variations brusques de la sensibilité. Il faut éviter toutefois de les soumettre à des variations de température et à des illuminations trop intenses.

2° Des mesures reproductibles sont possibles, même avec des cellules différentes, à condition d'utiliser des filtres, surtout lorsqu'on compare des sources de couleur légèrement différente.

En effet, on a trouvé que c'est la sensibilité spectrale qui varie le plus d'une cellule à l'autre. On obtient ainsi des erreurs ne dépassant pas quelques pour 100 alors que, sans filtres, les erreurs atteignent 40 pour 100.

3° L'inertie n'est pas gênante dans les mesures usuelles.

Les auteurs conseillent l'emploi des cellules au sélénium en particulier pour les instruments industriels, où elles ont l'avantage de la simplicité.

Notons qu'il n'est pas question dans cet article de la proportionnalité du courant au flux lumineux.

B. VODAR.

Sur la préparation des photocathodes de composition [Ag]—Cs_2O, Ag—Cs; HARTMANN W. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 111-123). — Important article résumant les méthodes de préparation les plus efficaces des couches photoémissives complexes. On insiste sur les méthodes utilisées par la firme *Fernseh*, de Berlin, mais on indique aussi les procédés signalés dans la littérature scientifique dont la liste comprend 98 publications et brevets. On passe successivement en revue la préparation du support, l'oxydation, la préparation du métal alcalin, la formation, la coupure de l'ampoule de sa canalisation et l'on termine par quelques brèves données sur les propriétés physiques des couches étudiées. — B. VODAR.

Sur la variation angulaire de l'émission secondaire des isolants; DAENE H. et SALOW H. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 302-303). — Considérations générales ayant pour but l'explication de la discontinuité du courant secondaire observée par Wehnelt et ses élèves pour un certain angle d'incidence du courant électronique primaire, cet angle variant avec le potentiel des électrons primaires. Qualitativement, on pense qu'il faut chercher l'origine de cette discontinuité dans la charge spatiale créée devant l'isolant et dans les premières couches de celui-ci.

B. VODAR.

Sur le cyclotron; JACOBSEN J. C. (*Fys. Tidss.*, 1941, **39**, 33-50). — Description du cyclotron de Copenhague, détails de construction et aperçu des principales caractéristiques techniques. Diamètre des pôles, 90 cm. Les deux bobines de l'électro-aimant de 300 spires chacune sont dans de l'huile refroidie par de l'eau. Champ maximum 20 000 œrsteds demandant une intensité de courant de 300 A. Poids de l'électro-aimant, 37 t dont 3 t de cuivre pour les enroulements. Capacité du réservoir, 75 l. Description du dispositif pour maintenir le champ constant malgré les variations de tension dues au réseau et des appareils pour obtenir et maintenir le vide. Le cyclotron permet l'obtention de substances radioactives. Le bombardement de lithium, de glucinium ou de bore par des deutérons donne des neutrons rapides qui ont un effet biologique puissant. Par exemple les neutrons provenant de glucinium bombardé par 100 μA de deutérons sous 8 MeV, produisent le même effet que les rayons γ de 100 g de radium.

H. TSCHERNING.

Recherches comparatives sur l'influence de la forme des barreaux des grilles sur le fonctionnement et le rendement des multiplicateurs d'électrons; REICHEL W. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 279-296). — Il s'agit des multiplicateurs où les électrodes sont, non des surfaces infranchissables, mais des grilles ou des réseaux. Ces grilles planes, à mailles fines, sont perpendiculaires à la direction moyenne du flux électronique. On indique quelques réalisations antérieures et l'on fait l'étude théorique de ces réseaux. L'étude montre qu'on doit distinguer deux sortes de multiplicateurs, suivant que le champ, entre deux étages du multiplicateur, est homogène ou influencé par la forme des barreaux des grilles.

Pour le champ homogène, les électrons secondaires (E. S.), libérés sur le réseau, se répartissent sur un cercle de diffusion dont le diamètre dépend du champ devant le réseau et de la vitesse de sortie des E. S. On suppose que cette vitesse correspond à 2-4 V; on doit alors choisir l'épaisseur des barreaux et la dimension des mailles de façon à ce qu'elles soient faibles vis-à-vis des dimensions du cercle de diffusion.

Pour des réseaux à mailles infiniment fines, la valeur du facteur de recouvrement dépend de celle du facteur d'émission secondaire; sa valeur optima est voisine de 0,40.

Avec des mailles finies, le rendement est moins bon; il s'améliore en mettant les barreaux de travers ou en faisant tomber les électrons de travers, ou par les deux.

Le deuxième groupe de multiplicateurs est tel que la largeur des barreaux est de l'ordre du diamètre du cercle de diffusion; les champs deviennent très inhomogènes et ce sont ces champs qui déterminent les trajectoires électroniques. On dessine un assez grand nombre de ces champs et trajectoires pour des barreaux rectangulaires ou ronds, d'où les meilleures conditions d'utilisation des dispositifs correspondants. — E. DARMOIS.

Sur la distribution de vitesse des électrons de champ; MÜLLER E. W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 261-269). — La théorie ondulatoire de l'émission par le champ a été assez bien vérifiée pour ce qui concerne la variation du courant avec le champ, mais plus mal pour la distribution des vitesses. On a cherché les raisons de ce désaccord; elles tiennent dans le dispositif expérimental; une partie des électrons émis ne parviennent pas au collecteur. On décrit un nouveau dispositif; pointe monocristalline de W comme cathode, anode sphérique percée d'un trou au centre, collecteur sphérique entourant l'anode et présentant, par rapport à la cathode, une tension variable. On inscrit le courant électronique recueilli en fonction de la contre-tension. On peut opérer pour diverses directions cristallographiques d'émission. Le calcul théorique de la distribution est effectué pour une cathode de W; la concordance cette fois, est bonne entre la théorie et l'expérience.

E. DARMOIS.

Construction et possibilités d'emploi d'un montage de microscope électronique; BOERSCH H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 515-520). — Il s'agit d'un microscope électrostatique avec lequel on se propose de résoudre un certain nombre de questions. Ont déjà

été traitées : formation d'image avec deux lentilles, diffraction selon Fresnel et Fraunhofer, formation d'images avec le microscope à ombres, microscopie d'émission. — E. DARMOIS.

Structures fixes hypermicroscopiques des cassures dans le verre; GÖLZ E. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 773-777). — Reproduction de photos au microscope électronique; elles concernent les différents aspects de la cassure. — E. DARMOIS.

Hypermicroscopie avec chambre à réaction dans le microscope électronique universel; ARDENNE M. von (*Z. phys. Chem.*, 1942, **52 B**, 61-71). — Une chambre à réaction est placée devant l'objectif; elle est limitée du côté de l'objectif par un trou assez petit; on peut iansi maintenir, pendant le fonctionnement du microscope, une pression de 5 à 10 Torr dans la chambre et observer les réactions qui s'y passent. Exemples d'action de divers gaz sur des cristaux de ZnO (photos). On peut même faire réagir deux gaz. — E. DARMOIS.

Sur la naissance du microscope électronique; BRÜCHE E. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 176-180). — Mise au point d'un historique succinct; il en résulte que tout le monde est d'accord que l'impulsion est partie de Busch. Les travaux ultérieurs sont donnés dans l'ordre chronologique. — E. DARMOIS.

Diffraction des électrons par les bords; BOERSCH H. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 32-38). — Expériences faites avec un microscope électronique électrostatique; on réalise successivement l'éclairage central « en pleine lumière », puis l'éclairage de côté sur fond sombre. Des cristaux de ZnO, une feuille d'Al_2O_3, un diaphragme de platine sont photographiés (reproductions); les arêtes apparaissent avec un aspect spécial suivant leur orientation. Dans l'explication donnée, on compare les ondes électroniques provenant des bords avec leurs analogues en optique; la théorie a été faite en optique par Sommerfeld (1896) et Rubinowicz (1917-1924); elle rend compte, en gros, des phénomènes. Il existe cependant des différences d'intensité entre les électrons diffractés des deux côtés de l'ombre et ces différences n'ont pu être expliquées par la théorie. — E. DARMOIS.

Sur l'utilisation des couches photographiques pauvres en gélatine en hypermicroscopie électronique; ARDENNE M. von (*Z. Physik*, 1943, **121**, 1-6).—Avec les plaques Schumann de chez Agfa, l'auteur a obtenu de bien meilleurs résultats que V. Borries, en employant un révélateur ordinaire au lieu du révélateur spécial fourni par Agfa. Il discute en détail les résultats obtenus à l'aide de la notion du travail nécessaire pour la formation d'un point image, introduite par V. Borries. Les plaques pauvres en gélatine conviennent bien à l'hypermicroscopie électronique; leur « travail d'image ponctuelle » est même plus faible que celui des plaques Perutz-argent-éosine. — B. VODAR.

Le pouvoir de résolution du microscope à électrons de champ; MÜLLER E. W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 270-282). — Dans sa forme la plus simple, l'appareil consiste en une pointe métallique de dimensions microscopiques, dont la calotte sphérique est une armature d'un condensateur, l'autre armature étant l'écran situé à 10 cm environ de la pointe. Les électrons émis sous l'influence du champ forment directement une image de la pointe sur l'écran. La qualité de l'image dépend essentiellement de la largeur de la courbe de distribution des vitesses électroniques. Un travail précédent (*Ibid.*, 261) vient de vérifier la loi d'émission; on se sert de cette loi pour calculer le pouvoir séparateur. Dans le cas le plus simple, le diamètre de la tache de diffusion, côté objet, est donné par la formule $d = \frac{1,70 \sqrt{\varepsilon}}{\varphi^2} U^{\frac{3}{4}}$ (ε, largeur de la courbe de répartition en électronvolts; φ, travail d'extraction; U, tension anodique). Une formule plus complète tient compte de la diffraction des ondes électroniques. Le rayon de courbure de la pointe peut se calculer en fonction de U pour un certain courant. Pour obtenir un pouvoir séparateur élevé, il faut employer des pointes de très faible courbure; on les fabrique avec W, Mo, Ta par divers procédés (attaque chimique, oxydation superficielle et vaporisation de l'oxyde, bombardement ionique). Avec les pointes les plus fines, le P. S. atteint 10 A.

Le test-objet est un film mince d'ions adsorbés, par exemple de Ba. Des reproductions montrent les photos obtenues avec W pur, W recouvert de Ba. Le grossissement atteint 420 000. Le P. S. est de l'ordre attendu; il est surtout borné par les imperfections de la cathode. — E. DARMOIS.

Interférences d'électrons excitées symétriquement; KOSSEL W., ACKERMANN I. et MÖLLENSTEDT G. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 553-560). — Que se passe-t-il quand on envoie à la fois sur un cristal des électrons dans les deux directions symétriques par rapport à la normale ? Des reproductions des photos obtenues et des diagrammes montrent qu'une interaction existe entre les deux ondes électroniques, conduisant à des divergences avec la loi simple de Bragg. E. DARMOIS.

Noyaux de condensations rendus visibles par l'emploi du microscope électronique; LINKE F. (*Naturwiss.*, 1943, **31**, 230-231). — Les très petites particules responsables de la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique sont déposées sur le porte-objet du microscope électronique en disposant ce dernier dans une chambre à détente; après une douzaine d'expansions, les noyaux de condensation sont déposés en nombre suffisant sans qu'il y ait, en même temps, dépôt de grosses poussières. On s'assure qu'on a réellement affaire à des noyaux de condensation.

Les dimensions des noyaux présents dans l'atmosphère de Franfurt varient de 25 à 100 mμ. On en donne 4 photographies prises avec un grossissement de 30 000. Leur structure est parfois amorphe (vraisemblablement amas poreux de molécules organiques), parfois cristalline (on le reconnaît à la présence d'angles vifs). — B. VODAR.

Cinématographie dans le microscope électronique universel; ARDENNE M. von (*Z. Physik*, 1943, **120**, 397-412). — Jusqu'à ces derniers temps,

la prise de photos concernant des objets mobiles était impossible en optique électronique; elle est devenue souhaitable depuis que l'auteur a réalisé quelques appareils nouveaux, comme l'hypermicroscope à chauffage, la chambre à réaction pour l'objet et le dispositif de cache pour l'éclairage. Les essais de cinématographie de ces divers effets de mouvement ont été difficiles; dans le vide élevé du microscope, le film normal séchait rapidement et perdait ses propriétés mécaniques. On a réussi à vaincre cette difficulté en plaçant le film dans un vide moins bon que le reste de l'appareil et de l'ordre de 10^{-2} Torr; le film y reste peu de temps. On reproduit des photos ainsi obtenues; le film normal peut enregistrer jusqu'à 25 images à la seconde; en format Laica, on peut faire deux images à la seconde. Le pouvoir séparateur est plus mauvais; on a pu arriver à un grossissement de 5 000; les photos supportent un agrandissement de cinq fois, soit 25 000 en tout.

E. Darmois.

Le pouvoir de résolution du microscope électronique pour les self-radiateurs; Recknagel A. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 331-362). — On cherche les différences dans le pouvoir séparateur du microscope ordinaire et du microscope électronique, en particulier le microscope d'émission. On est amené à se poser ainsi deux questions : 1° De quelle façon le P. S. est-il borné par les défauts de l'image ? 2° Les diaphragmes jouent-ils un rôle pour le P. S., même quand une diaphragmation n'est pas possible géométriquement ? On développe, en conséquence, une théorie ondulatoire de la formation des images. Elle amène à remplacer le microscope d'émission par un champ électrique homogène accélérateur suivi d'une lentille électronique sans défauts. L'équation de Schrödinger est appliquée au comportement du faisceau électronique issu d'un point dans le champ uniforme, d'où l'aberration sphérique. Avec l'aberration chromatique, on a ainsi le P. S. Exprimé en longueur, il est de l'ordre de la longueur d'onde produite à la cathode. Il diminue quand le champ croît; sa variation est moindre que celle donnée par la théorie géométrique (*Ibid.*, 1941, **117**, 689; cf. **4**, 40 **D.**). Des valeurs de l'ordre de 5 mμ sont prévues dans les appareils réalisés. Le cône géométrique s'élargit de plus en plus (effet tunnel) quand le champ augmente, d'où la nécessité d'une limitation mécanique, même quand son effet n'est pas justifié par la théorie géométrique. — E. Darmois.

ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ. IONISATION. DÉCHARGES.

Sur une installation pour transmutation des atomes utilisant jusqu'à un million de volts; Ardenne M. von (*Z. Physik*, 1943, **121**, 236-267). — L'installation donne à volonté des deutons, des protons ou des électrons. La source d'ions avec ou sans monochromateur, a été décrite antérieurement (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 91). Un générateur à courroie de van de Graaf utilise une courroie de caoutchouc. Il alimente un tube à décharge à plusieurs étages d'accélération; une électrode pilote donne au faisceau d'ions une forme telle qu'il traverse le tube sans toucher les parois. Le récepteur est situé dans la chambre de travail d'où se font toutes les régulations. Pour passer des ions aux électrons, il suffit de couper l'arrivée du gaz et d'inverser les tensions de l'électrode pilote et de l'excitatrice de la machine van de Graaf. Le courant d'ions ou d'électrons est de 35 μA. Des études en champ magnétique montrent que le courant ionique comprend 50 pour 100 d'ions atomiques. La tension est mesurée par un voltmètre rotatif, étalonné à l'aide des résonances de la réaction Li + D. La même réaction montre que l'installation est équivalente à 65 g de radium. Les électrons peuvent sortir dans l'air par une fenêtre de Lénard et y produire un certain nombre d'effets, d'ailleurs dangereux.

L'installation est décrite en détail; elle a été conçue de telle façon que la consommation d'énergie est extrêmement basse. Une installation de pompage de 30 l à la seconde suffit et l'on utilise, sous forme de courant ionique, 20 pour 100 du courant de court-circuit du générateur. — E. Darmois.

L'enregistrement des particules ionisantes par l'émulsion photographique; Tsien S. T. et Cüer P. (*J. Phys.*, 1943, **4**, 231-232).

Vannes à vide élevé à ouverture libre et large; Geissmann H. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 268-270). — Description de deux vannes métalliques à grande ouverture et ayant une forme très plate, ce qui est utile en particulier dans des installations à rayons canaux lorsqu'on désire pouvoir changer la substance irradiée. La première ne comporte qu'un mouvement de translation; elle a une ouverture d'un diamètre de 100 mm avec une hauteur totale de 50 mm; elle comporte deux flasques pouvant, à l'aide d'un excentrique, être fortement appuyées sur des joints de caoutchouc entourant l'orifice à obturer; pour ouvrir, on supprime le serrage et l'on fait glisser l'ensemble des deux flasques dans un logement approprié; l'étanchéité de l'axe de l'excentrique est assurée par des anneaux en simmerit. La seconde vanne a un orifice de 20 mm, qu'on peut boucher par un procédé analogue, mais, au lieu d'une translation, l'ensemble des deux flasques obturantes subit une petite rotation. L'étanchéité de l'axe de l'excentrique est obtenue à l'aide d'un tube métallique flexible. — B. Vodar.

L'ionisation de rayons α isolés dans différents gaz; Stetter G., Jentschke W., Schachinger E. et Maresch E. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 639-651). — Stetter et Jentschke ont décrit une méthode (*Physik. Z.*, 1935, **36**, 441) qui permet de déterminer l'ionisation spécifique d'une particule α; on mesure cette ionisation en deux points de la trajectoire (enregistrements); on obtient ainsi, en mosaïque, la courbe d'ionisation. Les mesures ont été faites en 1935 dans l'air; on les complète dans l'azote et le xénon; des tables et courbes donnent les résultats. On a constaté que, à la dispersion des portées, correspond une variation de l'ionisation totale; ce phénomène a été retrouvé pour H_2, Ne, A, Kr; il varie systématiquement avec le numéro atomique. On pense que le rayon α éprouve une perte d'énergie qui ne provient

pas de l'ionisation, mais peut-être d'une émission de radiation X par ionisation des couches internes.

E. Darmois.

Sur une nouvelle source d'ions; Heil H. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 212-226). — Les ions sont obtenus en bombardant un rayon moléculaire ou un courant gazeux avec des électrons sous faible pression. On discute les conditions à réaliser pour que les électrons produisent avec un bon rendement des chocs ionisants. On est amené ainsi à faire repasser un grand nombre de fois chaque électron dans le faisceau moléculaire, en l'y maintenant grâce à un champ magnétique longitudinal. Le dispositif comprend deux cathodes face à face; la droite qui les joint est parallèle au champ magnétique; on soutire les ions par un champ perpendiculaire. On arrive ainsi à obtenir, dans un espace pratiquement sans champ électrique, une densité électronique très élevée, sans que des courants importants passent vers l'anode.

On décrit l'appareil construit et donne les dimensions. Les mesures ont été faites avec des atomes Hg ou des molécules H_2. Avec des sections de moins de 1 cm², des courants électroniques de 1 à 5 mA, on obtient des courants d'ions de 1 à 2 mA; le rendement dans l'utilisation des électrons atteint 80 pour 100. Des oscillogrammes montrent la variation des conditions avec le champ magnétique et la vitesse des électrons. Une source du type décrit par l'auteur a été employée par von Ardenne pour un générateur à neutrons (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 91).

E. Darmois.

La colonne positive dans une décharge courbe; Wasserab T. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 54-57). — Calcul de la répartition des ions et de la distribution du courant en fonction de la distance à l'axe curviligne de la décharge. Pour simplifier, on a supposé que la décharge est limitée latéralement par les surfaces de deux cylindres circulaires coaxiaux et infiniment longs. Dans ce cas, la solution est obtenue à l'aide des fonctions de Bessel. On retrouve ainsi un résultat expérimental bien connu : quand la courbure augmente la décharge s'approche de la paroi interne, c'est-à-dire qu'elle suit alors le chemin de plus forte courbure. — B. Vodar.

Le compteur de Geiger-Müller au service des Mines; Rajewsky B. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 627-638). — On a construit un appareillage pour la prospection des minerais de radium; il se porte sur le dos et permet des mesures dans un trou de sonde allant de 1 m jusqu'à 30 m et au-dessus. — E. Darmois.

La décroissance de la densité des particules porteuses et de la température électronique dans les décharges à basse pression en voie d'extinction; Mierdel G. (*Z. Physik*, 1943, **121**, 574-585). — On étudie expérimentalement la décroissance des quantités ci-dessus dans un plasma de Mg en voie d'extinction à la suite de la mise en court-circuit des électrodes d'une décharge dans un tube cylindrique. Pour des pressions suffisamment basses, inférieures à 10^{-2} Torr, il y a accord quantitatif entre la théorie et l'expérience. Aux pressions plus élevées, il semble qu'il se produit une recombinaison en volume. La température électronique tombe d'abord très rapidement à 2 000° K, puis décroît beaucoup moins vite. On suppose que, dans ce dernier stade de la décroissance, les électrons sont réchauffés par les atomes Mg métastables. On calcule le bilan d'énergie pour les chocs de deuxième espèce; on trouve $1,8.10^{-3}$. — B. Vodar.

Étude de l'étincelle de rupture dans les gaz comprimés; Howell A. H. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 193-206). — Après avoir passé en revue tous les travaux antérieurs effectués sur le sujet, on présente une introduction à l'étude physique de l'étincelle de rupture dans les gaz comprimés, les bases théoriques et l'appareillage utilisé. Les résultats expérimentaux se rapportent à l'étude dans l'air, sous des pressions allant jusqu'à 42 kg/cm² et à des voltages continus jusqu'à 450 000 V. La tension de rupture est abaissée lorsque la surface des électrodes est rugueuse. La forme des électrodes a une grosse influence sur le phénomène. Les pressions critiques pour l'air et pour l'azote sont sensiblement les mêmes : environ 14 kg/cm²; pour l'hélium à 3 pour 100 d'azote, elle s'accroît à 35 kg/cm²; avec un mélange à parties égales de ces deux gaz, la pression est de 25 kg/cm².

G. Laplace.

Recherches sur la dynamique de la décharge et de l'effet compteur dans les tubes à décharge; Valle G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 473-486). — Exposé général des recherches entreprises par l'auteur et ses collaborateurs depuis 1932. On y traite des questions suivantes : caractéristiques $i-e$, stabilité des états d'équilibre sur la caractéristique statique, processus d'allumage, d'extinction et d'oscillation, phénomènes lumineux dans les processus dynamiques de décharge, effets de retard, dynamique de l'effet compteur. Belles reproductions d'oscillogrammes.

E. Darmois.

La méthode des coïncidences et son application aux problèmes physiques du noyau; Maier-Leibnitz H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 333-362). — Dans l'étude des rayons cosmiques, la méthode des coïncidences joue un grand rôle; elle ne se limite pas à cette étude. Par exemple, Bothe et Geiger ont montré, en 1925, que, dans l'effet Compton des rayons X, le départ des électrons de recul et du rayonnement diffusé est simultané. On rappelle quelques applications postérieures, ce qui justifie le présent exposé. Il se divise en trois parties : 1° technique des coïncidences; 2° méthodique des coïncidences; 3° application de la méthode aux problèmes physiques concernant le noyau. L'exposé étant très copieux, nous donnons seulement une courte analyse.

I. Sur la technique, on parle d'abord des compteurs et de leur construction. L'ionisation est plus ou moins grande, d'où les deux domaines de proportionnalité et d'ionisation par chocs; la caractéristique concerne le deuxième domaine. On traite de l'effet « à blanc », du couplage compteur-amplificateur, du filtrage des coïncidences (montages de Bothe, Rossi, etc.), du montage anticoïncidence, de l'enregistrement des déviations, de la production des tensions pour compteurs et amplificateurs.

III. Toutes les mesures avec des compteurs sont des mesures statistiques; on indique d'abord comment on vérifie la pureté statistique d'une série, à l'aide de la relation de Poisson, comment on tient compte de l'effet de zéro. Pour des chocs très fréquents, il se produit des manques; on cherche la relation entre le nombre réel et le nombre mesuré. Suit la théorie des mesures de coïncidences, la recherche de la probabilité d'existence de tel ou tel rayonnement (rayons β, rayons γ, rayons α et protons, neutrons); le rayonnement cosmique produit des perturbations. Les mesures peuvent s'appliquer à la coïncidence des différents rayonnements : absorption des rayons β secondaires, coïncidences rayons γ-particules lourdes, coïncidences γ — γ, β — γ, protons-β, β — β. On décrit les montages correspondants.

III. On décrit enfin les applications. L'étude de l'effet Compton a déjà été mentionnée; on donne, en particulier, le montage employé par Bothe et l'auteur pour l'étude de l'effet Compton du rayonnement γ de ThC″. Suivent : mesure d'énergie γ, émission de particules et de rayons γ dans les radioactivités artificielles, idem pour β et γ. D'autres mesures possibles sont indiquées finalement.

E. Darmois.

La résistance électrique de l'air à haute pression; Skilling H. H. (*Electr. Eng.*, 1939, **58**, 161-165). — La résistance électrique de l'air comprimé croît avec la pression jusqu'à une valeur critique. Aux plus fortes pressions, la tension d'étincelle ne monte plus, et peut même tomber lentement. La tension maximum et la pression critique dépendent pour beaucoup de la forme des électrodes. — G. Laplace.

Sur la systématique des types d'arcs électriques; Weizel W. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **24**, 90-92). — Pour chaque plasma gazeux, on déduit six équations. De ces équations résultent les divers types d'arcs lorsque le plasma est presque neutre et que l'équilibre est thermique. La discussion des conditions aux limites conduit à distinguer trois types différents d'arcs, suivant que la stabilisation se fait aux parois, aux électrodes ou par convection. Dans le premier cas, la température axiale est déterminée par le diamètre de l'arc et par la température des parois; dans le second, elle est déterminée par la distance entre les électrodes; dans le dernier cas, elle dépend d'un courant gazeux. On peut traiter les types intermédiaires entre ces trois types principaux par un calcul des perturbations; on donne l'exemple d'un arc du deuxième type déformé par une convection. On considère le cas où cet arc se transforme en arc à flamme dépendant de la convection. — B. Vodar.

VI. — OPTIQUE.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.

Étude des indices de réfraction et de la transparence des verres d'optique dans l'infrarouge photographique (jusqu'à environ 10 000 Å environ); Marquet Mme M. (*Rev. Optique*, 1943, **21**, 207-234). — L'auteur a complété les catalogues de verres dans l'infrarouge entre 7 000 et 10 000 Å, afin de permettre aux calculateurs d'étudier ou d'adapter à cette région du spectre des systèmes optiques, en particulier les objectifs photographiques. Après avoir décrit les méthodes de mesure utilisées et indiqué les résultats, il essaie de trouver un procédé simple permettant de déterminer les indices d'un verre quelconque, puis, étudie la transparence des principaux types de verres afin de savoir dans quelle mesure cette considération doit intervenir dans le choix des verres. Les résultats montrent que les valeurs des indices mesurées diffèrent notablement des valeurs calculées par extrapolation lorsqu'il s'agit de borosilicates et de crowns, alors qu'ils sont presque identiques pour les flints denses et que ce sont surtout les considérations sur les lois de dispersion qui doivent guider le choix des verres.

Lentilles simples parfaites. II; Straubel R. (*Z. Instrumkde*, 1943, **63**, 153-166). — Remarques, compléments et cas particuliers relatifs aux calculs présentés dans un travail antérieur (*Z. Instrumkde*, 1941, **61**, 240-246). — B. Vodar.

La lentille chromatique comme générateur de couleurs; Buchwald E. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 156-163). — L'isolement focal de l'infrarouge lointain et la purification de la lumière ultraviolette effectués à l'aide de lentilles de quartz, ont conduit l'auteur à étudier une lentille composée d'aberrations chromatiques particulièrement élevées; cette lentille est formée d'un ménisque plan convexe en flint lourd avec $\nu = 28,3$ et d'un ménisque plan concave en crown lourd avec $\nu = 60,7$; sa distance focale varie en valeur relative de 77 à 103 entre 400 et 680 m μ. On calcule la transmission d'une longueur d'onde donnée à travers un petit diaphragme placé sur l'axe; on envisage successivement le cas d'une source ponctuelle et celui d'une source étendue. On considère également le cas où un écran circulaire obture la partie centrale de la lentille. On montre qu'on peut réaliser ainsi toute l'échelle des teintes normales y compris les teintes pourpres. Sur le monochromateur, le dispositif proposé a l'avantage du bon marché, et celui d'une grande luminosité. — B. Vodar.

Un revêtement nouveau pour sphères d'Ulbrich, utilisable dans l'ultraviolet; Müller M. W. et Rossler F. (*Z. techn. Phys.*, 1943, **44**, 140-143). — Remplacement du revêtement usuel ZnO + colle forte peu réfléchissant dans l'ultraviolet par un revêtement MgO + verre soluble dont le pouvoir réflecteur ρ est de 0,92 à 0,95 dans le visible et de 0,86 à 2 537 Å. Le facteur d'efficacité de la sphère passe ainsi de 12 ou 19 dans le visible de 6 à 2 537 Å; ainsi, pour la première fois, il a été possible de faire des mesures à cette longueur d'onde. D'autres enduits ($MgCO_3$, Al_2O_3, etc.) ont donné de moins bons résultats. — B. Vodar.

Le Gérant : Maurice Blondin. 119196 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1944.